счётчиков: случайными срабатываниями, не связанными с приходом фотонов (темновой ток), мёртвым временем счётчиков (неспособностью их к срабатыванию в течение нек-рого интервала времени после предыдущего отсчёта) и др.

С. ф. применяется в исследованиях затухания *люминесценции* веществ после её кратковрем. возбуждения (напр., коротким световым импульсом) методом «стартового» и «стопового» импульсов. Излучение люминесценции вещества направляется на счётчик фотонов, и в последовательности повторяющихся актов измерения регистрируется распределение интервалов времени между моментом возбуждения люминесценции («стартовый» импульс) и моментом первого отсчёта («стоповый» импульс). Взаимосвязь распределения указанных интервалов $p(T)$ с временным ходом люминесценции $I(t)$ основывается на выражении для вероятности нулевого числа фотоотсчётов (1), поскольку до первого отсчёта счётчик «молчит»:

$$P_0(0,T)=\exp\left[-\eta S\int_0^T I(t')dt'\right]. \tag{7}$$

В момент старта $t=0$, а T — интервал времени до первого фотоотсчёта. Вероятность отсутствия фотоотсчётов (7) уменьшается с ростом T благодаря росту вероятности первого отсчёта, поэтому для распределения интервалов T по длительности справедливо:

$$p(T)\sim-\frac{\partial}{\partial T}P_0(0,T)=$$
$$=[\eta SI(T)/\hbar\omega]\exp\left[-\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\right].$$

Измерения интервалов организуются так, чтобы вероятность отсчётов была мала:

$$\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\ll 1 \text{ и } \exp\left[-\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\right]\approx 1;$$

распределение интервалов $p(T)$ в этом случае просто повторяет ход затухания люминесценции: $p(T)\sim I(T)$. Метод «стартового» и «стопового» импульсов в исследованиях люминесценции веществ широко используется в связи с развитием техники лазерной генерации ультракоротких световых импульсов (длительностью $\lesssim 10^{-10}$ с), необходимых для кратковрем. возбуждения люминесценции.

Ещё одним примером использования С. ф. для изучения когерентных свойств света является опыт Брауна — Твисса (6), в к-ром анализируются совпадения фотоотсчётов двух счётчиков, расположенных в одном световом поле (см. *Интерферометр интенсивности*). В ряде случаев этот опыт позволяет измерить время когерентности излучения.

Лит.: 1) Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; 2) Клышко Д. Н., Физические основы квантовой электроники, М., 1986; 3) Перина Я., Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, пер. с англ., М., 1987; 4) Mandel L., Fluctuations of photon beams and their correlations, «Proc. Phys. Soc.», 1958, v. 72, p. 1037; его же, Fluctuations of photon beams. The Distribution of photoelectrons, «Proc. Phys. Soc.», 1959, v. 74, p. 233; 5) Kelly P. L., Kleiner H., Theory of electromagnetic field measurement and photoelectron counting, «Phys. Rev.», 1964, v. A 136, p. 316; 6) Brown H. R., Twiss R. Q., Interferometry of the intensity fluctuations in light, I and II, «Proc. Roy Soc.», 1957, v. A 242, p. 300, 1958, v. A 243, p. 291. *А. В. Масалов.*

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — предположение о законе *распределения* изучаемых случайных величин или событий. Это понятие встречается в задаче *анализа данных* при *статистической проверке гипотез*. В теории статистич. проверки гипотез рассматривается, как эксперим. данные могут быть использованы для выбора одной из альтернативных гипотез либо для того, чтобы подтвердить или опровергнуть теорию (гипотезу). Решение принимается с помощью *статистического критерия*. Последний строится на анализе поведения проверочной статистики, являющейся функцией наблюдений и проверяемой гипотезы.

Лит.: Митропольский А. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976. *В. П. Жигунов, С. В. Клименко.*

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МАТРИЦА — то же, что *матрица плотности*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА — то же, что *статистическая физика*. Термин «С. м.» введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs). Иногда под С. м. в более узком смысле слова понимают те разделы статистич. физики, к-рые основаны на методе Гиббса, использующего для описания физ. системы представления о *фазовом пространстве* и *статистических ансамблях*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — теория, описывающая свойства возбуждённых состояний ядер с помощью методов *статистической физики*. С. м. я. применима для достаточно больших энергий возбуждения $\mathscr{E}$, когда уровни *составного ядра* (компаунд-ядра) или перекрываются, или расположены достаточно густо, так что можно использовать понятия плотности уровней $\rho(\mathscr{E})$, ядерной темп-ры $T(\mathscr{E})$ и т. п. В случае неперекрывающихся уровней С. м. я. применяется обычно при вычислении характеристик, усреднённых по достаточно большому интервалу энергий возбуждения $(\mathscr{E}-\Delta\mathscr{E}, \mathscr{E}+\Delta\mathscr{E})$, в к-ром есть хотя бы неск. отдельных компаунд-ядерных состояний. Т. к. учёт взаимодействия между нуклонами не изменяет общего числа степеней свободы системы, то в качестве С. м. я. можно приближённо использовать модель *ферми-газа*. Для ядра с $N=Z=A/2$, где N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре, A — массовое число, в модели ферми-газа справедливы соотношения:

$$\rho(\mathscr{E})=\frac{1}{12\mathscr{E}}\sqrt[4]{\frac{6}{g_F\mathscr{E}}}\exp[2(\pi^2 g_F\mathscr{E}/6)^{1/2}]. \tag{1}$$

Темп-ра ядра равна обратной величине логарифмич. производной от ρ:

$$T(\mathscr{E})=\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial\mathscr{E}}\right)^{-1}=[(\pi^2 6g_F/\mathscr{E})^{1/2}-5/4\mathscr{E}]^{-1}. \tag{2}$$

Здесь g_F — плотность одночастичных уровней на поверхности Ферми:

$$g_F\approx 1{,}5A/\mathscr{E}_F, \tag{3}$$

где $\mathscr{E}_F$ — энергия Ферми.

Условием применимости С. м. я. служит неравенство $\mathscr{E}_F A^{1/3}\ll\mathscr{E}\ll\mathscr{E}_F A^{-1}$. При этом из (2) следует: $\mathscr{E}\simeq 1{,}5\, g_F T^2$. Модель ферми-газа позволяет вычислить плотность уровней с фиксиров. угл. моментом I и *чётностью* π (I^π):

$$\rho(\mathscr{E},I^\pi)=\frac{\pi}{48\sqrt[4]{6}}g_F(2I+1)(g_F\hbar^2/J)^{3/2}[\mathscr{E}-\hbar^2 I(I+1)/2J]^{-2}\times$$
$$\times\exp\left\{2\left[\frac{\pi^2}{6}g_F\left(\mathscr{E}-\frac{\hbar^2}{2J}I(I+1)\right)\right]^{1/2}\right\}. \tag{4}$$

Здесь J — твердотельный момент инерции ядра:

$$J=(2/3)\int n(r)r^2d^3r, \tag{5}$$

где $n(r)$ — нуклонная плотность. Т. о., при усреднении по группе состояний с одним и тем же угл. моментом I появляется свойство вращения, хотя каждое из них не было вращательным состоянием ядра (вращение нагретого ядра). Ядерная темп-ра определяет ширину размытия ферми-ступенек в распределении нуклонов по импульсам. Поэтому число возбуждённых нуклонов в модели ферми-газа, определяемое числом уровней в интервале $\sim T$, равно $n_{возб}\sim g_F T$. Для применимости С. м. я. необходимо условие $n_{возб}\gg 1$. Для средних и тяжёлых ядер $g_F\sim 5$—10 МэВ$^{-1}$, так что